Série A, ORSAY
N° d'ordre :
1

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Renée HIREL née SEBBAN

1re *THÈSE*

Étude d'un système de groupement des électrons à l'entrée d'un accélérateur linéaire et étude des coefficients d'harmoniques d'espace de la structure accélératrice

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 13 Juin 1962 devant la Commission d'examen :

MM.	GRIVET	*Président*
	DELCROIX	*Examinateurs*
	BERNARD	
	BISHOP	

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1965

PUBLIÉES AVEC LE CONCOURS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538119_0020

Série A, Orsay
Nº d'ordre :
1

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Renée HIREL née SEBBAN

1re *THÈSE*

Étude d'un système de groupement des électrons à l'entrée d'un accélérateur linéaire et étude des coefficients d'harmoniques d'espace de la structure accélératrice

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 13 Juin 1962 devant la Commission d'examen :

MM.	GRIVET	*Président*
	DELCROIX	*Examinateurs*
	BERNARD	
	BISHOP	

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1965

Publiées avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
M^lle COUSIN	T	Biol animale (S.P.C.N.)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
R. LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M^lle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathémat.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M^lle LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M^me TONNELAT ...	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
M^me CHAIX	T	Chimie biologique.
M^me HUREL-PY ...		Biologie végétale (P.C.B.).
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M^me DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).
M^me LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT	T	Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPÈS	T	Zoologie.
PULLMAN	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT	T	Biologie physico-chim
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS *(suite)*

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Électronique (Orsay)
CHAPELLE		
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
G. LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.
FRANC		Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.)
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA ...		Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL		Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
J. JULIEN		Chimie (P.C.B.).
MALGRANGE	T	Techn. math. de la Phys.
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE ..		Phys. E.N.S. (Orsay).

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Durant l'année de recherche passée aux États-Unis, à l'Université de Stanford en Californie, j'ai travaillé au Laboratoire Hyperfréquence de l'Université et plus spécialement dans le Groupe « Project M » qui s'occupe de la construction d'un accélérateur linéaire d'électrons de 3 km de longueur et 45 GeV d'énergie, sous la direction du Professeur W. K. H. Panofsky et du Professeur E. L. Ginzton et la direction technique du Docteur R. B. Neal. Je tiens à les remercier de m'avoir accueillie dans leur Groupe et d'avoir bien voulu s'intéresser à mon travail. Il m'est agréable de remercier également, pour leur aide qui m'a été très précieuse, les Ingénieurs et Techniciens du Groupe « Project M ».

Que M. le Professeur H. Halban, M. J. L. Delcroix, Maître de Conférences et M. G. Alon, qui m'ont donné la possibilité de mon année d'études aux États-Unis trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens à remercier respectueusement M. le Professeur G. Bishop qui a bien voulu accepter de présider cette thèse.

Que M. M.-Y. Bernard et tous les Professeurs de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires et de l'École Supérieure d'Électricité qui m'ont permis d'acquérir les connaissances théoriques et expérimentales nécessaires soient assurés de ma profonde gratitude.

Thèse de Paris, 1962

Laboratoire de l'Accélérateur linéaire de l'École Normale Supérieure
(Professeur : A. Blanc-Lapierre)
Faculté des Sciences, Orsay (S.-et-O.)

ÉTUDE D'UN SYSTÈME DE GROUPEMENT DES ÉLECTRONS A L'ENTRÉE D'UN ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE ET ÉTUDE DES COEFFICIENTS D'HARMONIQUES D'ESPACE DE LA STRUCTURE ACCÉLÉRATRICE

Par

Renée HIREL

INTRODUCTION

Mon travail au Laboratoire Hyperfréquence de l'Université de Stanford comprend deux études différentes :

1° Une partie théorique consistant en l'étude d'un système de groupement des électrons à l'entrée de l'accélérateur et d'un système déflecteur permettant d'éliminer les électrons qu'il n'est pas possible de grouper, de façon à éviter qu'ils ne perturbent le bon fonctionnement de la machine.

2° Une partie expérimentale qui a consisté en une étude de la méthode de mesure des coefficients d'harmoniques d'espace des structures à iris utilisées pour le guide accélérateur et une comparaison des valeurs de ces coefficients pour différentes épaisseurs de disque.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE D'UN SYSTÈME DE GROUPEMENT DES ÉLECTRONS A L'ENTRÉE DE L'ACCÉLÉRATEUR

I. — Introduction

Dans un accélérateur linéaire d'électrons, il y a interaction des électrons émis à l'entrée de l'accélérateur avec une onde électromagnétique qui se propage le long de l'accélérateur. Les équations fondamentales du mouvement longitudinal des électrons sont :

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = -\alpha(\xi)\sin\Delta(\xi)$$

$$\frac{d\Delta}{d\xi} = 2\pi\left(\frac{1}{\beta_\varphi(\xi)} - \frac{1}{\beta_e(\xi)}\right)$$

où $\xi = \frac{z}{\lambda}$ abscisse réduite le long de l'accélérateur.

Δ angle de phase de l'électron par rapport au zéro de l'onde.

$\beta_\varphi = \frac{v_\varphi}{c}$ pour l'onde et $\beta_e = \frac{v_e}{c}$ pour l'électron.

$\alpha = \frac{E_0 e\lambda}{m_0 c^2}$ rapport de l'énergie gagnée par l'électron par longueur d'onde sur l'énergie au repos.

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_e^2}}$.

$p = \frac{mv}{m_0 c} = \frac{\beta_e}{\sqrt{1-\beta_e^2}} = (\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}}$ quantité de mouvement de l'électron divisée par $m_0 c$.

Dans le cas où l'électron a atteint la vitesse de la lumière $\beta_e = 1$, il est possible d'utiliser pour augmenter l'énergie de l'électron une structure à β_φ constant et égal à 1. Il reste $\frac{d\gamma}{d\xi} = -\alpha_0 \sin \Delta_0$.

Il suffit de choisir $\Delta_0 = \pi/2$ et α_0 grand. C'est ce qui se passe dans les différentes sections d'un accélérateur linéaire ; ces sections sont constituées par des structures uniformes à iris propageant une onde fondamentale à vitesse de phase égale à c. L'électron est placé sur la crête de cette onde, avec laquelle il est en synchronisme, de façon à gagner le maximum d'énergie le long de la structure. Mais avant cette étape où les électrons gagnent en énergie, les électrons de faible vitesse et émis par le canon pendant un temps égal à plusieurs milliers de fois la période de l'onde électromagnétique doivent être accélérés et groupés en un paquet d'étalement de phase réduit. Cette première partie de l'accélérateur ou section de groupement est l'une des plus importantes de la machine. Ce groupement des électrons permet d'augmenter le nombre d'électrons émis que l'on peut faire interagir avec l'onde hyperfréquence et ainsi obtenir un courant d'électrons plus important. D'autre part l'étalement en phase du paquet d'électrons à la sortie de la section de groupement définit l'étalement en énergie des électrons à la sortie de l'accélérateur ; étalement qu'il est important d'obtenir le plus faible possible pour la plupart des expériences de physique.

II. — Différents types de section de groupement

1° Groupement des électrons à l'aide d'une section non uniforme. — Cette section est composée d'une succession de structures à iris telles que la vitesse de phase v_φ et l'intensité α du champ de l'onde augmentent progressivement quand on passe de l'une à l'autre. A travers la section de groupement, les électrons sont à la fois accélérés et groupés. A Stanford, une telle section a été étudiée et calculée par Chu (1) dans sa thèse de doctorat. Il a d'une part étudié le mouvement des électrons dans une structure à iris non uniforme et d'autre part calculé la variation du champ électrique et de la vitesse de phase de l'onde à donner à cette section de façon à avoir un bon groupement des électrons. Il a déterminé les dimensions pour les différentes cavités de la section de groupement et donné les courbes de variation de la phase en fonction de la longueur de la section de groupement (fig. 1-1). Théoriquement 50 p. 100 des électrons émis par le canon peuvent être groupés dans un angle de 20° environ au bout d'une section de groupement $\xi = 7$.

A Orsay une section de groupement du même type a été calculée et construite par M. Leboutet et est toujours utilisée sur l'accélérateur d'Orsay.

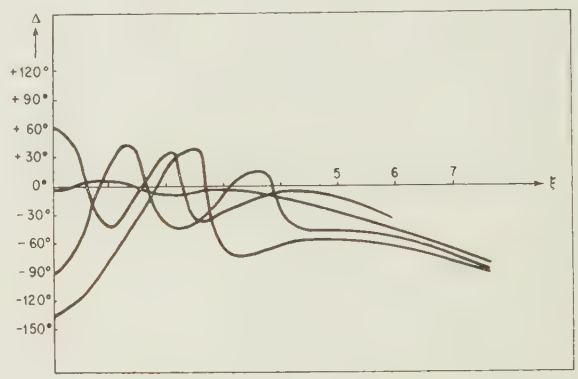


FIG. 1-1. — *Courbes donnant la variation de la phase Δ des électrons par rapport à l'onde en fonction de la longueur de la section parcourue pour une structure à iris non uniforme.*

2° Groupement des électrons à l'aide d'une structure à iris uniforme. — La section de groupement utilisée sur le Mark III ne donnant pas entière satisfaction, l'équipe de Stanford a essayé d'utiliser comme section de groupement la 1re section d'accélérateur. Les résultats, au point de vue quantité d'électrons groupés et pouvant interagir avec l'onde le long de l'accélérateur et au point de vue étalement en énergie à la fin de l'accélérateur, furent meilleurs que dans le cas de la structure non uniforme, et le Mark III fonctionne toujours ainsi. Une telle section de groupement a en plus l'avantage de la simplicité autant au point de vue construction que réglage.

— Slater (2) dès 1948 avait, dans son article consacré aux accélérateurs, donné tous les éléments pour expliquer ce phénomène.

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = -\alpha \sin \Delta \quad \text{et} \quad \frac{d\Delta}{d\xi} = 2\pi\left(\frac{1}{\beta_\varphi} - \frac{1}{\beta_e}\right)$$

$$2\pi\left(\frac{1}{\beta_\varphi} - \frac{1}{\beta_e}\right) d\gamma = -\alpha \sin \Delta d\Delta$$

$$\frac{d\gamma}{\beta_\varphi} - d(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}} = -\frac{\alpha}{2\pi} d(\cos \Delta)$$

$$\frac{\gamma}{\beta_\varphi} - (\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{2\pi} \cos \Delta + \text{Cte}$$

$$\boxed{\frac{\sqrt{1 + p^2}}{\beta_\varphi} - p = \frac{\alpha}{2\pi} \cos \Delta + \text{Cte}}$$

Pour chaque type de structure à iris uniforme définie par α et β_φ, Slater (2) a déterminé les courbes de la quantité de mouvement $m v$ de l'électron divisée par $m_0 c$ en fonction de l'angle de phase Δ. Nous reproduisons ci-après les courbes (fig. 1-2 et 1-3) données par Slater (2) pour $\beta_\varphi = 0.5$ et $\beta_\varphi = 1$.

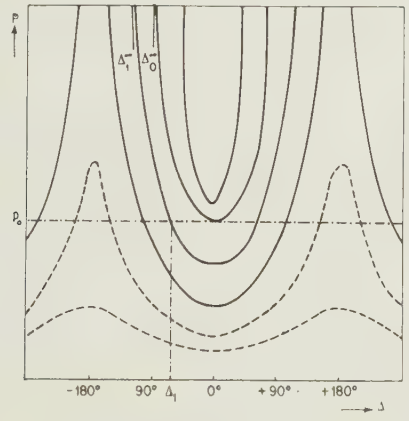


FIG. 1-2. — *Diagramme dans l'espace des phases $p(\Delta)$ caractérisant le mouvement des électrons à travers une structure uniforme $v_\varphi = c$.*

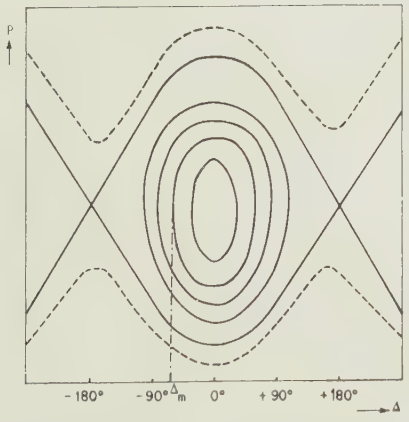


FIG. 1-3. — *Diagramme dans l'espace des phases $p(\Delta)$ caractérisant le mouvement des électrons à travers une structure uniforme $v_\varphi = 0.5\ c$.*

Ces courbes $p(\Delta)$ caractérisant le mouvement de l'électron dans la machine sont d'autant plus larges que α, proportionnel au champ électrique que voit l'électron dans la structure, est plus grand.

Les courbes en trait plein sont telles que pour un électron se déplaçant sur l'une d'entre elles, la variation en phase sera limitée ; l'électron sera alors accroché sur l'onde. Les courbes en pointillé sont telles que pour un électron se déplaçant sur l'une d'entre elles, la phase varie de $-180°$ et $+180°$ et l'électron ne sera pas accroché sur l'onde. Donc des électrons de quantité de mouvement très faible se trouveront tous sur des courbes en pointillé et il ne sera pas possible de les accrocher sur l'onde.

Quand les électrons ont une quantité de mouvement suffisante pour se placer dans la zone des courbes en trait plein, il est alors possible de les grouper mais un plus grand nombre d'électrons de faible quantité de mouvement que d'électrons de forte quantité de mouvement est accepté et groupé dans un angle donné.

Des structures à iris uniformes de vitesse de phase quelconque peuvent donc être utilisées pour le groupement des électrons. La vitesse de phase de la structure, la valeur α avec laquelle la structure est excitée seront déterminées en fonction de la quantité de mouvement réduite p des électrons pénétrant dans la structure, leur étalement en phase et le groupement que l'on veut obtenir.

— Dans le cas d'une structure uniforme à iris $v_\varphi = c$, les électrons émis avec des phases comprises entre Δ_1 et $-\Delta_1$ et avec une quantité de mouvement p_0 et rentrant directement dans une section d'accélérateur $v_\varphi = c$ seront au bout d'une longueur infinie de section théoriquement groupés entre Δ_1^∞ et Δ_0^∞.

$$\sqrt{1 + p_0^2} - p_0 = \frac{\alpha}{2\pi} + \text{Cte}$$

$$0 = \frac{\alpha}{2\pi} \cos \Delta_0^\infty + \text{Cte}$$

$$\cos \Delta_0^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha}\left(\sqrt{1 + p_0^2} - p_0\right)$$

$$\sqrt{1 + p_0^2} - p_0 = \frac{\alpha}{2\pi} \cos \Delta_1 + \text{Cte}$$

$$0 = \frac{\alpha}{2\pi} \cos \Delta_1^\infty + \text{Cte}$$

$$\cos \Delta_1^\infty = \cos \Delta_1 - \frac{2\pi}{\alpha}\left(\sqrt{1 + p_0^2} - p_0\right).$$

Dans le cas d'électrons de 70 keV donc de faible quantité de mouvement $p_0 = 0.58$, il n'est pas possible de grouper une grande quantité d'électrons dans un angle donné même en adoptant pour α la valeur maximum que l'on peut obtenir $\alpha = 2.85$ d'un klystron de 24 MW sans réduire sa durée de vie :

$$\cos \Delta_0^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha}\left(\sqrt{1 + p_0^2} - p_0\right)$$

$$\cos \Delta_0^\infty = -0.3$$

et :

$$\Delta_0^\infty = 108°$$

au maximum :

$$\cos \Delta_1^{\infty} = -1 = \cos \Delta_1 - \left(\sqrt{1 + p_0^2} - p_0\right)$$
$$\cos \Delta_1 = -1 + 1.3 = 0.3$$
$$\Delta_1 = 72^{\circ}.$$

Donc une structure à iris $v_\varphi = c$ permet de grouper au maximum 40 p. 100 des électrons (70 keV) émis par le canon dans un angle de 70° (fig. 1-4).

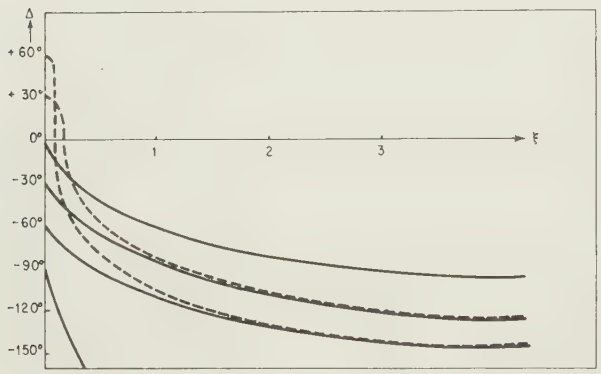


FIG. 1-4. — *Courbes donnant la variation de la phase Δ des électrons par rapport à l'onde en fonction de la longueur de la section parcourue pour une structure à iris uniforme* $v_\varphi = c$.

— Dans le cas d'une structure uniforme à iris $v_\varphi = 0.5$ c, il a été calculé à Stanford (3) qu'il était possible de grouper un grand nombre (84 p. 100) d'électrons de faible quantité de mouvement ($p_0 = 0.58$) dans un angle de 86° (fig. 1-5).

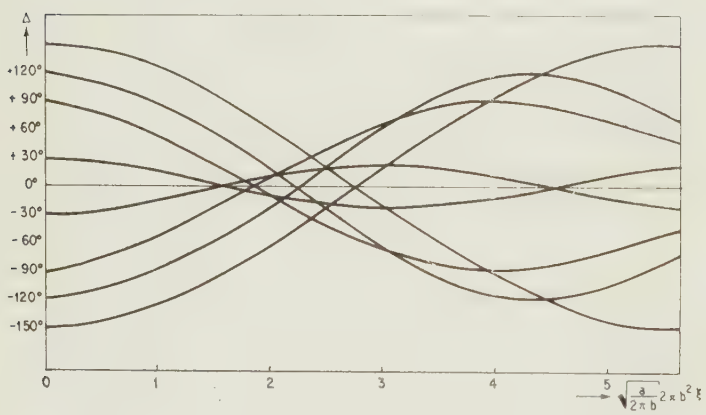


FIG. 1-5. — *Courbes donnant la variation de la phase Δ des électrons par rapport à l'onde en fonction de la longueur de la section parcourue pour une structure à iris uniforme* $v_\varphi = 0.5\ c$.

Donc une structure $v_\varphi = 0.5$ c semble très bien convenir pour grouper un grand nombre des électrons juste après leur émission par le canon.

En ajoutant après cette section $v_\varphi = 0.5$ c une section $v_\varphi = c$ il a été calculé (3) qu'il était possible de grouper 84 p. 100 des électrons émis dans un angle de 16° au bout de ces 2 sections de groupement de façon à obtenir un spectre d'énergie de 1 p. 100 en bout d'accélérateur.

Par la suite il est apparu nécessaire de diminuer le spectre d'énergie demandé jusqu'à 0.1 p. 100 car ce calcul de mouvement longitudinal d'un électron n'étant qu'une première approximation du mouvement réel du faisceau d'électrons, plusieurs phénomènes comme celui de charge d'espace et de modulation en vitesse des électrons à l'entrée des sections viendront augmenter ce spectre d'énergie. Avec une modification des paramètres de ces deux sections de groupement, seulement 65 p. 100 des électrons pouvaient être accélérés avec un spectre d'énergie de 0.1 p. 100.

3° **Groupement des électrons grâce à une cavité de modulation de vitesse analogue aux cavités utilisées dans les klystrons.** — En traversant une ou plusieurs cavités de ce type excitées par l'onde hyperfréquence de l'accélérateur certains électrons sont ralentis et d'autres accélérés et ceci pour chaque période de l'onde hyperfréquence. Ceci se traduit donc par un groupement des électrons. Ce type de groupement n'a pas été utilisé à Stanford ni à Orsay, mais il est par contre utilisé sur la plupart des petits accélérateurs médicaux construits par Varian, par exemple.

Cependant des calculs faits à Stanford (3) ont montré qu'il était possible à l'aide d'une cavité à modulation de vitesse d'obtenir également 65 p. 100 des électrons émis avec un spectre d'énergie de 0.1 p. 100.

III. — Étude d'un système de groupement des électrons

Nous cherchons donc à obtenir un système pouvant grouper environ 80 p. 100 des électrons émis par le canon avec un spectre d'énergie de 0.1 p. 100. Ce système se compose de 3 sections que nous allons étudier successivement.

1° **Première section.** — Les électrons sont émis par le canon avec une énergie de 70 keV, soit une vitesse de 0.5 c et la 1re section de groupement sera constituée par une structure à iris uniforme de vitesse de phase $v_\varphi = 0.5$ c ou d'une cavité à modulation de vitesse (si expérimentalement cette dernière se révèle meilleure que la première). Dans le cas d'une structure à iris $v_\varphi = 0.5$ c d'après des calculs faits à Stanford (3), nous avons la courbe de Δ en fonction de $\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi b}}\,2\pi b^2\xi$ avec $b = \sqrt{\frac{1-\beta_\varphi^2}{\beta_\varphi}}$ et les courbes de $\sin\frac{\Delta_m}{2}\cos\Phi$ en

fonction de Δ (angle de sortie) avec $\sin \Phi = \dfrac{\sin \Delta/2}{\sin \Delta_m/2}$ pour différentes valeurs du paramètre suivant :

$$\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi b}}\, 2\pi b^2 \xi.$$

Si nous voulons obtenir le meilleur groupement des électrons sans tenir compte de l'accélération qui leur est communiquée, nous devons prendre :

$$\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi b}}\, 2\pi b^2 \xi = 2{,}6$$

et nous obtenons :

Δ entrée . .	151°	140°	130°	120°	90°	60°	30°	0	− 30°
Δ sortie . .	43°	15°	0°	− 20°	− 43°	− 35°	− 20°	0	+ 20°
$\sin \Delta_m/2 \cos \Phi$.	0.93	0.94	0.93	0.84	0.60	0.40	0.18	0	− 0.18

Si nous adoptons $\xi = 4$ et $\alpha = 0.011$, nous avons :

$$p = \frac{1}{b} - 2\,\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_\varphi^2}} \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi b}} \sin \Delta_m/2 \cos \Phi$$

$$= 0.578\text{-}0.074 \sin \Delta_m/2 \cos \Phi.$$

Δ sortie	43°	20°	15°	0°	− 15°	− 20°	− 43°
p	0.513 0.620	0.637 0.591	0.512	0.578 0.513 0.643	0.644	0.519 0.565	0.643 0.536

La figure 1-6 montre la variation de p avec Δ.

Donc avec une structure $z = 4\lambda = 42$ cm et $\alpha = 0.011$ donc un champ très faible dans la structure (et la possibilité d'utiliser un klystron de faible puissance), 84 p. 100 des électrons peuvent être groupés entre $\pm$ 43°.

Cette section sert uniquement à grouper les électrons et non pas à les accélérer. Les électrons ont toujours une énergie de 70 keV environ. Ce groupement en phase se traduit par une modulation de vitesse de 12 p. 100 dont il faudra tenir compte dans les sections suivantes.

Ce calcul a été fait dans le cas où tous les électrons ont une vitesse de 0.5 c. En fait, la tension d'émission du canon peut être régulée à 1 p. 100 près au mieux et nous obtiendrons à peu près 1 p. 100 de modulation de vitesse. L'effet de cette modulation très petite

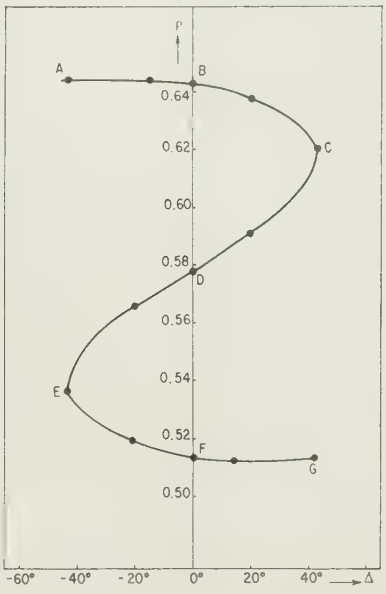


FIG. 1-6. — *Courbes donnant la variation de la quantité de mouvement réduite p en fonction de la phase Δ des électrons à la sortie de la 1re section de groupement.*

diminue de façon appréciable la qualité de groupement obtenu par cette 1re section.

2° **Deuxième section.** — La 2e section de groupement est constituée par une structure à iris uniforme de vitesse de phase v_φ égale à c. Son rôle doit être de grouper tous les électrons qu'il a déjà été possible de grouper par la 1re section avec un étalement de phase minimum sans leur donner d'accélération importante. Nous devons donc placer sur le diagramme de l'espace des phases de Slater (1-2) relatif à cette 2e section, la courbe $p(\Delta)$ relative aux électrons à la sortie de la 1re section de façon à avoir :

$$\Delta_A^\infty - \Delta_B^\infty \text{ minimum.}$$

Les deux possibilités sont les suivantes :

Cas 1 :

$$\cos \Delta_0^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha} P_A$$

$$\cos \Delta_1^\infty = \cos 43° - \frac{2\pi}{\alpha} P_B$$

Cas 2 :

$$\cos \Delta_A^\infty = \cos \Delta_A - \frac{2\pi}{\alpha} P_A$$

$$\cos \Delta_B^\infty = \cos (\Delta_A + 86°) - \frac{2\pi}{\alpha} P_B$$

$$\cos \Delta_A^\infty - \cos \Delta_B^\infty = 2 \sin (\Delta_A + 43°) \sin 43° - \frac{2\pi}{\alpha} (P_A - P_B).$$

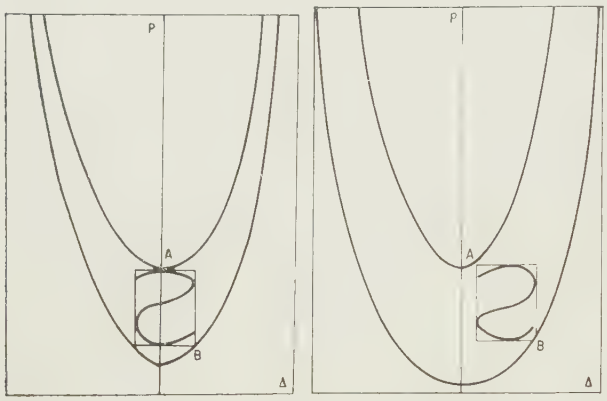


FIG. 1-7. — *Étude du groupement des électrons par la 2e section de groupement.*

Déterminons la valeur optimum de Δ_A pour avoir $\Delta_B^\infty - \Delta_A^\infty$ minimum. Nous considérons le cas où Δ_A est positif. Un raisonnement analogue est possible quand Δ_A est négatif. Δ_A peut varier entre 0° et 94° et sin $(\Delta_A + 43°)$ est positif. D'autre part :

$$p_A = 0.644 > p_B = 0.512$$

et si :

$$P = \sqrt{1 + p^2} - p$$

$$P_A = 0.545 < P_B = 0.610$$

donc :

$$-\frac{2\pi}{\alpha}(P_A - P_B) > 0.$$

Par suite :

$$\cos \Delta_A^\infty - \cos \Delta_B^\infty > 0$$

alors que :

$$\Delta_A^\infty < \Delta_B^\infty$$

ce qui conduit à :

$$\Delta_A^\infty < 90°$$

et :

$$\Delta_A^\infty < \Delta_B^\infty < 90°$$

ou bien :

$$90° < \Delta_B^\infty < 180° - \Delta_A^\infty$$

et par suite nous avons $\Delta_B^\infty - \Delta_A^\infty$ qui est minimum si $\cos \Delta_A^\infty - \cos \Delta_B^\infty$ est minimum, soit si Δ_A est minimum donc $\Delta_A = 0$.

Dans le cas $\Delta_A = 0$:

$$\cos \Delta_A^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha} P_A$$

$$\cos \Delta_B^\infty = \cos 86° - \frac{2\pi}{\alpha} P_B$$

Δ_A^∞ peut être > ou < 90° mais Δ_B^∞ est > 90° car :

$$\cos 86° \ (= 0.70) < \frac{2\pi}{\alpha} P_B \left(= \frac{2\pi}{\alpha} \times 0.50 \text{ au maximum} \right)$$

et en comparant au cas 1 :

$$\cos \Delta_A^\infty = \cos \Delta_0^\infty$$

soit :

$$\Delta_A^\infty = \Delta_0^\infty$$

et :

$$\cos \Delta_B^\infty - \cos \Delta_1^\infty = \cos 86° - \cos 43° < 0$$

soit :

$$\Delta_B^\infty > \Delta_1^\infty$$

et par suite :

$$\Delta_1^\infty - \Delta_0^\infty < \Delta_B^\infty - \Delta_A^\infty.$$

La position optimum pour placer la courbe $p(\Delta)$ relative aux électrons à la sortie de la 1re section sur le diagramme de Slater (1-2) relatif à la 2e section est obtenue quand $\Delta = 0$ pour la 1re section correspond à $\Delta = 0$ pour la 2e section. Les deux sections sont alors excitées par des ondes en phase (cas 1) :

$$\cos \Delta_0^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha} \times 0.545 \qquad (1)$$

$$\cos \Delta_1^\infty = .731 - \frac{2\pi}{\alpha} \times 0.610. \qquad (2)$$

Nous devons choisir une valeur optimum pour α :

α doit être > 1.7 d'après (1)
α doit être > 2.2 d'après (2)

et α doit être le plus grand possible pour avoir $\Delta_1^\infty - \Delta_0^\infty$ minimum. Nous adoptons $\alpha = 2.85$ parce que cette valeur semble être la valeur maximum qu'il est possible d'obtenir d'un klystron de 24 MW sans réduire de façon importante sa durée de vie.

Ces calculs sont faits pour une section infinie en faisant intervenir la valeur asymptotique des angles Δ_0^∞ et Δ_1^∞. Dans notre cas seule une très courte section est nécessaire pour diminuer l'étalement de phase du paquet d'électrons sortant de la 1re section tout en gardant une valeur faible pour la quantité de mouvement p de façon à pouvoir utiliser une 3e section de groupement pour améliorer ce groupement.

Nous devons donc calculer pour chacun des électrons entrant dans la 2e section de groupement la variation de l'angle de phase Δ en fonction de la longueur de la section ξ ; nous choisirons la valeur ξ_0 à donner à la section puis nous déterminerons le diagramme $p(\Delta)$ pour les électrons à la sortie de cette 2e section de groupement $\beta_\varphi = 1$:

$$\frac{d\Delta}{d\xi} = 2\pi\left(\frac{1}{\beta_\varphi} - \frac{1}{\beta_e}\right) = 2\pi\frac{\beta_e - 1}{\beta_e}$$

$$\frac{d\xi}{d\Delta} = \frac{1}{2\pi}\frac{\beta_e}{\beta_e - 1} = \frac{1}{4\pi}\left(1 - \frac{1}{P^2}\right)$$

$$= \frac{1}{4\pi}\left[1 - \left(\frac{2\pi}{\alpha}\right)^2 \frac{1}{(\cos\Delta - \cos\Delta^\infty)^2}\right]$$

puisque :

$$P = \sqrt{1 + p^2} - p$$

$$p = \frac{\beta_e}{\sqrt{1 - \beta_e^2}}$$

et :

$$\frac{2\pi}{\alpha} P = \cos \Delta - \cos \Delta^\infty$$

$$\xi(\Delta) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta_0}^{\Delta} \left[1 - \left(\frac{2\pi}{\alpha} \right)^2 \frac{1}{(\cos \Delta - \cos \Delta^\infty)^2} \right] d\Delta$$

$$\xi(\Delta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\Delta} \left[\quad \right] - \frac{1}{4\pi} \int_0^{\Delta_0} \left[\quad \right]$$

$$\xi_1(\Delta) = \int_0^{\Delta} \left[1 - \left(\frac{2\pi}{\alpha} \right)^2 \frac{1}{(\cos \Delta - \cos \Delta^\infty)^2} \right] d\Delta$$

$$\xi_1(\Delta) = \Delta - \left(\frac{2\pi}{\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^2 \Delta^\infty}$$

$$\left[\frac{\sin \Delta}{\cos \Delta - \cos \Delta^\infty} - \operatorname{cotg} \Delta^\infty \log \frac{1 - \operatorname{tg} \frac{\Delta}{2} \operatorname{cotg} \frac{\Delta^\infty}{2}}{1 + \operatorname{tg} \frac{\Delta}{2} \operatorname{cotg} \frac{\Delta^\infty}{2}} \right]$$

$$\xi(\Delta) = \frac{1}{4\pi} (\xi_1(\Delta) - \xi_1(\Delta_0)).$$

La table I et la figure I-8 donnent les valeurs de Δ en fonction de ξ.

TABLE I

Électrons pénétrant dans la 1re section de groupement au point	Angle de phase Δ	$\xi_1(\Delta)$	$\xi(\Delta)$
A : angle d'entrée $\Delta_0 = -43°$	$-105°$	1.58	1.48
A : angle asymp. $\Delta_A^\infty = -118°$.	$-108°$	2.16	2.06
A : $\xi_1(\Delta_0) = 0.096$.	$-110°$	2.83	2.73
B : $\Delta_0 = 0°$.	$-90°$	1.72	1.72
B : $\Delta_B^\infty = -101°30'$.	$-92°$	2.13	2.13
B : $\xi_1(\Delta_0) = 0$.	$-95°$	3.23	3.23
C : $\Delta_0 = +43°$.	$-105°$	1.45	1.35
C : $\Delta_C^\infty = -119°35'$.	$-108°$	1.92	1.82
C : $\xi_1(\Delta_0) = 0.098$.	$-110°$	2.40	2.30
D : $\Delta_0 = 0°$.	$-92°$	1.39	1.39
D : $\Delta_D^\infty = -105°10'$.	$-95°$	1.84	1.84
D : $\xi_1(\Delta_0) = 0$.	$-98°$	2.66	2.66
E : $\Delta_0 = -43°$.	$-115°$	1.94	1.87
E : $\Delta_E^\infty = -127°$.	$-118°$	2.78	2.71
E : $\xi_1(\Delta_0) = 0.071$.	$-120°$	3.77	3.70
F : $\Delta_0 = 0°$.	$-98°$	1.80	1.8
F : $\Delta_F^\infty = -110°10'$.	$-100°$	2.20	2.2
F : $\xi_1(\Delta_0) = 0$.	$-102°$	2.78	2.78
G : $\Delta_0 = 43°$.	$-115°$	1.84	1.77
G : $\Delta_G^\infty = -127°40'$.	$-118°$	2.50	2.43
G : $\xi_1(\Delta_0) = 0.067$.	$-120°$	3.41	3.34

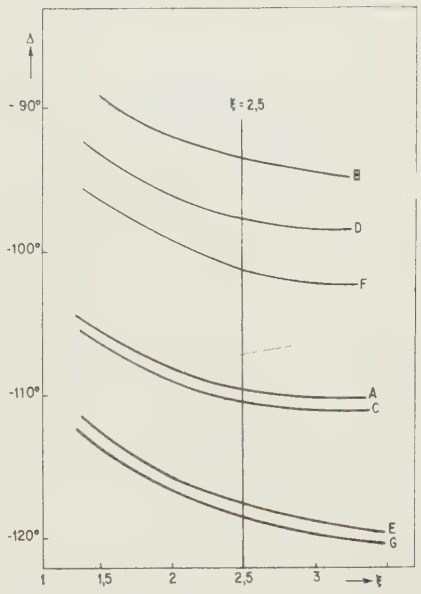


FIG. I-8. — *Courbes donnant la variation de la phase Δ des électrons en fonction de la longueur de la section pour la 2e section de groupement.*

Nous pouvons calculer les valeurs de p des électrons pour des sections de longueur $\xi = 2$, $\xi = 2.5$, $\xi = 3$ à partir de :

$$P = \frac{2}{\alpha\pi} (\cos \Delta - \cos \Delta^\infty)$$

avec :

$$P = \sqrt{1 + p^2} - p$$

et la table II donne les valeurs de p en fonction de ξ pour les différents électrons.

Utiliser pour 2e section de groupement, une section avec $\xi = 2$, 2.5 ou 3 ne change pas de façon importante l'étalement en phase obtenu. Aussi la valeur de ξ sera-t-elle choisie compte tenu du fait que nous devons conserver à p une valeur faible pour pouvoir utiliser de façon efficace la section suivante et d'autre part que $\xi = 2.5$ paraît une valeur convenable pour construire une section avec coupleurs d'entrée et de sortie. La figure I-9 donne la courbe de $p(\Delta)$ pour tous les électrons à la sortie de cette 2e section de groupement.

La 2e section de groupement constituée par une structure à iris $v_\varphi = c$, de longueur 26.5 cm, excitée avec $\alpha = 2.85$ (donc avec un klystron de 24 MW) et en phase avec la 1re section, groupe donc entre $-93°$ et $-118°$ les 84 p. 100 des électrons déjà mis en paquet par la 1re section. Cette section a aussi augmenté un peu l'énergie des électrons jusqu'à 3 MeV.

TABLE II

Électrons pénétrant dans la 1re section au point	$\xi = 2$			$\xi = 2.5$			$\xi = 3$		
	Δ	y	p	Δ	y	p	Δ	y	p
A	— 107°40′	0.0754	6.15	— 109°24′	0.0626	7.15	— 110°48′	0.0526	9
B	— 91°48′	0.078	6	— 93°30′	0.0626	7.15	— 94°40′	0.0531	8.75
C	— 108°50′	0.0766	6.10	— 110°40′	0.0635	7.10	— 112°12′	0.0517	9.25
D	— 95°40′	0.0789	5.95	— 97°30′	0.0649	7	— 98°48′	0.0549	8.25
E	— 115°36′	0.078	6	— 117°24′	0.0644	7.05	— 118°40′	0.0558	8.2
F	— 99°	0.0857	5.47	— 101°	0.0699	6.55	— 102°36′	0.0581	8.05
G	— 116°10′	0.0685	6.65	— 118°12′	0.0631	7.10	— 119°24′	0.054	8.60

3° **Troisième section.** — Cette 3e section de groupement est constituée par une structure à iris uniforme de vitesse de phase $v_\varphi = c$. Les électrons déjà groupés entre — 93° et — 118° par les deux premières sections doivent être davantage mis en paquet dans un angle $\Delta_1^\infty - \Delta_0^\infty = 6°$ ce qui se traduira pour les électrons après leur augmentation d'énergie le long de la machine par un spectre d'énergie faible de 0.1 p. 100.

Nous devons placer la courbe $p(\Delta)$ (fig. 1-9) caractérisant les électrons à la sortie de la 2e section à la position optimum sur le diagramme de Slater relatif à cette

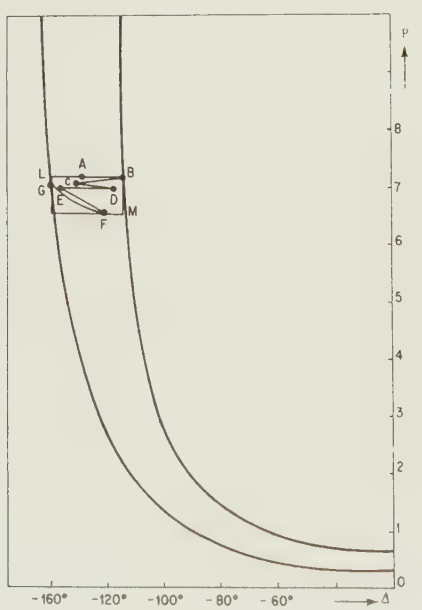


FIG. 1-9. — *Courbe donnant la variation de la quantité de mouvement réduite p_R en fonction de Δ des électrons à la sortie de la 2e section de groupement.*

3e section. Cette position optimum consiste à placer les points L et M symétriquement par rapport à $\Delta = 0$.

A la sortie de la 2e section, les points L et M sont caractérisés par :

$$\begin{array}{llll} \text{L}, & \Delta_L = -\ 118° & p_L = 7.15 & P_L = 0.0626 \\ \text{M}, & \Delta_L = -\ 93° & p_M = 6.55 & P_M = 0.0699. \end{array}$$

A l'entrée de la 3e section, les points L et M sont caractérisés par :

$$\begin{array}{ll} \text{L}, & \Delta'_L = -\ 12°5 \\ \text{M}, & \Delta'_M = +\ 12°5. \end{array}$$

Donc il y aura une avance de phase de 105°5 de la 3e section par rapport à la 2e.

$$\cos \Delta_{L'}^\infty = 1 - \frac{2\pi}{\alpha} \times 0.0699$$

$$\cos \Delta_M^\infty = .976 - \frac{2\pi}{\alpha} \times 0.0626$$

$\Delta_M^\infty - \Delta_{L'}^\infty$ est minimum pour $\cos \Delta_L^\infty = -\cos \Delta_M^\infty$ soit $\alpha_3 = 0.42$ et par suite :

$$\Delta_{L'}^\infty = -\ 89°40'$$
$$\Delta_K^\infty = -\ 90°20'.$$

Nous obtenons un très bon groupement des électrons, meilleur que celui de 6° demandé. Ceci permettra de ne pas être obligé d'ajuster le déphasage de 105°5 et la valeur de α_3 avec beaucoup de précision ce qui serait délicat et difficile. Ce calcul a été fait dans le cas d'une section de longueur infinie. En fait nous adopterons $\xi = 20$ et la valeur de Δ au bout de cette section est très proche de la valeur asymptotique.

Cette 3e section de groupement constituée par une structure à iris $v_\varphi = c$, de longueur 2,10 m, excitée avec $\alpha = 0.42$ et avec une avance de phase de 105°

environ avec la 2e section groupe entre — 89° et — 91° les 84 p. 100 des électrons déjà mis en paquet par les 2 premières sections. Cette section contribue à augmenter légèrement l'énergie des électrons jusqu'à 5 MeV environ.

Le paquet d'électrons devra ensuite pénétrer dans la partie accélératrice proprement dite de la machine et être calé autour de 90° de façon à avoir le champ maximum de l'onde avec laquelle les électrons sont en synchronisme.

IV. — Mise en phase des différentes sections de groupement

1° La 2e section de groupement est excitée avec une onde de phase avec l'onde d'excitation de la 1re section.

Pour phaser cette 2e section, il ne semble pas qu'aucune des méthodes décrites dans le M-Report n° 104 de Stanford puisse être utilisée. Une méthode qui peut être utile est d'étudier la variation du courant induit par des paquets d'électrons dans une cavité placée après la 2e section en fonction de la phase de cette section. En considérant le diagramme de Slater relatif à cette 2e section, on peut voir (fig. I-10) que les paquets d'électrons de 86° d'étalement de phase peuvent ne donner aucun courant si le paquet se trouve en dehors de la zone des courbes en trait plein (position 1), un courant constant et maximum si le paquet se trouve entièrement à l'intérieur de la zone de courbes en trait plein (position 3) ou un courant augmentant avec la phase de la 2e section par rapport à la 1re (ou ce qui revient au même au paquet d'électrons) (position 2).

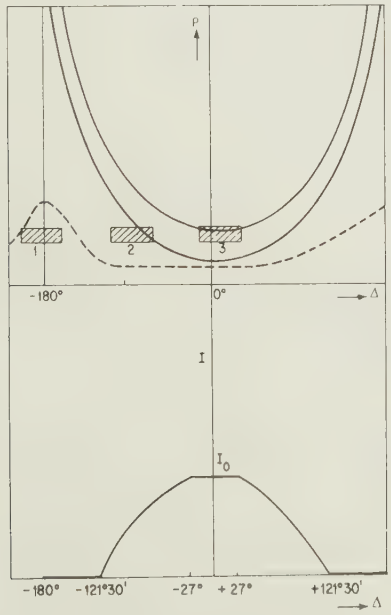


FIG. I-10 et I-11. — *Étude du courant induit par les paquets d'électrons dans une cavité placée avec la 2e section de groupement en fonction de la phase de celle-ci.*

Cette augmentation du courant avec Δ_2 n'est pas linéaire parce qu'il n'y a pas le même nombre d'électrons dans un angle donné du paquet.

Le courant induit dans la cavité apparaît quand le paquet d'électrons arrive sur la 1re courbe en trait plein (celle pour laquelle $\Delta^\infty = -180°$) :

$$-1 = \cos\Delta_1 - \frac{2\pi}{2{,}85} \times 0.545$$

$$\cos\Delta_1 = +.200$$

$$\Delta_1 = -78°30'$$

et : $$\Phi_1 = -78°30' - 43° = -121°30'.$$

Le courant induit dans la cavité est maximum et constant quand tout le paquet d'électrons est à l'intérieur de la zone des courbes en trait plein.

$$-1 = \cos\Delta_2 - \frac{2\pi}{2{,}85} \times 0.610$$

$$\cos\Delta_2 = 0.345$$

$$\Delta_2 = -70°$$

et : $$\Phi_2 = -70° + 43° = -27°.$$

Connaissant la courbe du courant induit par la cavité en fonction de la phase de la 2e section (fig. I-11) il sera possible de fixer cette phase au milieu de la zone où I est maximum et constant.

2° Pour déterminer l'avance de phase de 105° de la 3e section par rapport à la 2e section, nous pourrons utiliser la même méthode qui consiste à étudier la variation du courant induit dans une cavité placée après la 3e section en fonction de la phase de cette 3e section.

Un fait intéressant est que l'on peut utiliser le même klystron pour alimenter la 2e et 3e section. En effet, nous devons utiliser un klystron 24 MW pour la 2e section. Mais au bout de 26.5 cm de section nous pouvons récupérer la puissance et en prélever une certaine fraction que nous envoyons après l'avoir correctement déphasée dans la 3e section. Comme nous l'avons noté précédemment il n'est pas nécessaire d'ajuster ce déphasage de 105° et la valeur de α_3 avec une précision trop grande.

V. — Système de tri des électrons

Dès la 1re section, 16 p. 100 des électrons sont perdus. D'une part, il n'est pas possible d'accrocher certains électrons sur l'onde car ils se trouvent dans la zone des courbes en trait pointillé. D'autre part, certains peuvent être accrochés mais sont groupés dans un angle supérieur à $\pm$ 43° et par conséquent, soit ne sont pas accrochés par les sections suivantes, soit sont groupés dans un angle plus grand que celui demandé. Il serait intéressant de pouvoir éliminer ces 16 p. 100 d'électrons qu'il ne sera pas possible d'obtenir dans un spec-

tre de 0.1 p. 100 d'énergie à la fin de l'accélérateur de façon à éviter qu'ils ne perturbent le bon fonctionnement de la machine en participant au phénomène de charge d'espace par exemple.

A cause de l'importance des effets même petits de la modulation de vitesse à l'entrée de la 1re section de groupement, nous devons rejeter l'emploi de tout système de séparation des électrons entrant dans la 1re section à différents instants en utilisant une modulation de vitesse des électrons. Le seul système de séparation qui peut être utilisé est un système de déflexion. Chaque électron traversant une cavité excitée par une onde hyperfréquence sera défléchi transversalement et l'amplitude de la déflexion dépendra du temps d'arrivée des électrons. En plaçant sur le trajet des électrons un écran percé d'un trou de dimension donnée, certains électrons qui ont subi une déflexion donnée peuvent être éliminés.

Le faisceau d'électrons devra être refocalisé dès son entrée dans l'accélérateur.

1° Étude générale de la cavité donnant une déflexion transversale. — A) Une cavité rectangulaire résonnant dans un mode TM peut être utilisée. En choisissant le mode TM_{012} les électrons pénétrant dans la cavité autour du point $x = a/2$, $z = d/2$ avec une vitesse $v = 0.5$ c suivant oy, nous avons :

$$E_x = 0$$

$$E_y = -\omega\mu_0 \frac{\pi}{a} \sin\frac{\pi}{a}x \sin\frac{2\pi}{d}z \cos\omega t$$

$$E_z = 0$$

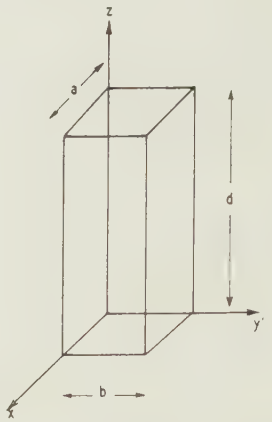
$$H_x = -\frac{2\pi^2}{ad} \sin\frac{\pi}{a}x \cos\frac{2\pi}{d}z \sin\omega t$$

$$H_y = 0$$

$$H_z = \frac{\pi^2}{a} \cos\frac{\pi}{a}x \sin\frac{2\pi}{d}z \sin\omega t.$$

$$\frac{dp_x}{dt} = e\mu_0 v H_z = e\mu_0 \frac{\pi^2}{a} v \cos\frac{\pi}{a}x \sin\frac{2\pi}{d}z \sin\omega t$$

$$\frac{dp_y}{dt} = eE_y = -e\omega\mu_0 \frac{\pi}{a} \sin\frac{\pi}{a}x \sin\frac{2\pi}{d}z \cos\omega t$$



$$\frac{dp_z}{dt} = -e\mu_0 v H_x = e\mu_0 \frac{2\pi^2}{ad} v \sin\frac{\pi}{a}z \sin\omega t.$$

Au point $x = a/2$ et $z = d/2$:

$$\frac{dp_x}{dt} = 0, \quad \frac{dp_y}{dt} = 0$$

$$\frac{dp_z}{dt} = e\mu_0 v \frac{2\pi^2}{ad} \sin\omega t.$$

$$\Delta p_z = \int_{t_A}^{t_B} e\mu_0 v \frac{2\pi^2}{ad} \sin\omega t dt = \int_{t_A}^{t_B} ev E_0 \sin\omega t dt.$$

B) Supposons que $t_A - t_B$ soit suffisamment court pour que Δp_z soit faible par rapport à p, $\frac{\Delta p_z}{p} \simeq \frac{1}{500}$.

Dans ce cas nous pouvons considérer que l'électron se déplace suivant l'axe $x = a/2$, $z = d/2$ pour traverser la cavité et que v_y est constant :

$$\Delta p_z = \frac{ev}{\omega} E_0 (\cos\omega t_A - \cos\omega t_B).$$

Les électrons pénétrant dans la cavité entre — 180°, — 150° et + 150°, + 180° doivent être les plus défléchis et être les seuls à subir une telle déflexion. Nous pouvons donc prendre $f_0/2$ pour fréquence d'excitation de la cavité (f_0 étant la fréquence de l'accélérateur) et $\omega t_A - \omega t_B = 30°$.

Nous avons alors :

ωt_A	— 120°	— 105°	— 90°	— 60°	— 30°	0°	30°	60°	75°	90°	120°
ωt_B	— 90°	— 75°	— 60°	— 30°	0°	30°	60°	90°	105°	120°	150°
$\cos\omega t_A - \cos\omega t_B$	0.5	0.518	0.5	0.366	0.134	— 0.134	— 0.366	— 0.5	— 0.518	— 0.5	— 0.366

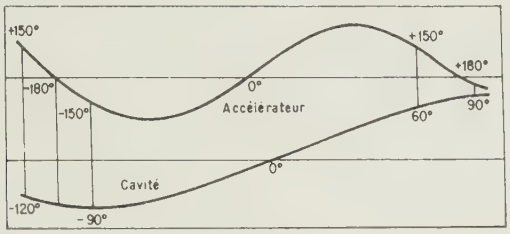


FIG. I-12. — *Correspondance entre les ondes excitatrices de l'accélérateur et la cavité.*

C) Après la cavité des électrons étant soumis à un moment transversal Δp_z seront défléchis au bout d'une longueur L d'une quantité :

$$\Delta_z = \frac{\Delta p_z}{p} . L$$

$$\Delta_z = \frac{e}{\omega\mu_0} \times 0{,}86\ E_0 L\ (\cos \omega t_A - \cos \omega t_B).$$

Les valeurs de Δ_z, E_0 et L satisfaisant cette relation devront être choisies.

D) Le choix de $\omega t_A - \omega t_B = 30^\circ$ pour un électron de vitesse 0.5 c donne :
longueur de la cavité :

$$b = 0.5 \times 3 \times 10^{10} \frac{1}{15 \times 12 \times 10^8} = 0.83 \text{ cm}$$

ou un nombre impair de fois cette longueur.

Les valeurs de a et d sont calculées connaissant la valeur de la fréquence de résonance de la cavité 1 428 Mc/s :

$$\left(\frac{1}{2\lambda}\right)^2 = \left(\frac{1}{2a}\right)^2 + \left(\frac{2}{2d}\right)^2$$

$$\lambda = 21 \text{ cm} \quad a = 30 \text{ cm} \quad d = 59.3 \text{ cm}.$$

2° **Cette étude a été faite en faisant plusieurs simplifications.** — Nous allons étudier successivement l'effet de ces différents points.

A) Comment déterminer la valeur E_0 donnée par l'équation :

$$\Delta_z = \frac{e}{\omega\mu_0} \times 0{,}86\ E_0 L\ (\cos \omega t_A - \cos \omega t_B).$$

La cavité peut être calibrée avant d'être utilisée sur l'accélérateur. Avec une fente très fine juste à l'entrée de la cavité seuls les électrons très proches de $x = a/2$ et $z = d/2$ seront acceptés et la distance L à laquelle l'écran doit être placé pour éliminer les électrons entre -180°, -150° et $+180^\circ$, $+150^\circ$ pourra être déterminée pour chaque valeur de E_0.

B) Tous les électrons ne pénètrent pas la cavité à $x = a/2$ et $z = d/2$.

Supposons qu'à sa sortie du canon le faisceau d'électrons soit cylindrique, de 6 mm de diamètre et centré sur $x = a/2$ et $z = d/2$. Pour le point $x = a/2$ et $z = d/2 \pm R$:

$$\frac{dp_x}{dt} = 0$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -e\mu_0 \frac{\pi}{a} . \sin \pm \frac{2\pi}{d} R \cos \omega t = -e\omega\mu_0 \frac{\pi}{a} \pm (0.187) \underset{\cos \omega t}{}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -e\mu_0 \rho \frac{2\pi}{ad} \cos \frac{2\pi}{d} R \sin \omega t = -e\mu_0 \rho \frac{2\pi^2}{ad} (0.983) \underset{\sin \omega t}{}$$

et si :

$$\frac{\Delta p_z}{p} \simeq \frac{1}{500}$$

ainsi que nous l'avons supposé.

Si nous comparons $(dp_y)_{max}$ et $(dp_z)_{max}$:

$$\frac{(dp_y)_{max}}{(dp_z)_{max}} = \frac{e\omega\mu_0\pi/a\ 0.187}{e\mu_0\rho 2\pi/ad\ 0.982} = \sim \frac{1}{2} .$$

Donc nous pouvons négliger Δp_y par rapport à p_y et la déflexion pour les électrons pénétrant dans la cavité à $x = a/2$, $z = d/2 \pm R$.

0.983 Δz	Δz	0.983 Δz
$z = \frac{d}{2} - R$	$z = \frac{d}{2}$	$z = \frac{d}{2} + R$

Pour le point $x = a/2 \pm R$, $z = d/2$, un calcul analogue donne :

0.997 Δz	Δz	0.997 Δz
$z = \frac{a}{2} - R$	$z = \frac{a}{2}$	$z = \frac{a}{2} + R$

Pour le point $z = a/2 \pm \delta$, $x = d/2 \pm \alpha$, dp_y/dt est toujours négligeable par rapport à p :

$$\frac{dp_x}{dt} = e\mu\rho \frac{\pi^2}{c} \sin \left(\pm \frac{\pi}{a} \alpha\right) \sin \left(\pm \frac{2\pi}{d} \delta\right) \sin \omega t.$$

Au maximum :

$$\frac{dp_x}{dt} = e\mu\rho \frac{\pi^2}{a} 0.01496$$

$$\frac{dp_z}{dt} = e\mu\rho \frac{2\pi^2}{ad} \cos \frac{\pi}{a} \alpha \cos \frac{2\pi}{d} \delta . \sin \omega t.$$

Au maximum :

$$\frac{dp_z}{dt} = e\mu\rho \frac{2\pi^2}{ad} \times 0.980$$

et en comparant :

$$\frac{dp_x}{dp_z} = \frac{e\mu\rho \dfrac{\pi^2}{a} \times 0.01496}{e\mu\rho \dfrac{2\pi^2}{ad} \times 0.980} \sim \frac{1}{5}$$

alors dp_x/dt peut être négligé dans tous les cas et dp_z/dt est maximum pour $x = a/2$ et $z = d/2$. Aussi supposons que le champ d'excitation dans la cavité E_0, la distance L à laquelle l'écran est située et le rayon du trou percé dans l'écran sont déterminés de façon à arrêter les électrons qu'il n'est pas possible de grouper et d'accélérer avec un spectre d'énergie de 0.1 p. 100 ceci pour des électrons traversant la cavité à $x = a/2$ et $z = d/2$; alors les électrons traversant la cavité à un autre point x, z ne seront pas soumis à la même déflexion. Certains « bons » électrons seront perdus et certains « mauvais » électrons seront acceptés. Cependant ce défaut n'est pas trop grave du fait que :

$$\frac{dp_z}{dt}(x, z) < \frac{dp_z}{dt}\left(\frac{a}{2}, \frac{d}{2}\right).$$

C) Tous les électrons n'ont pas la vitesse 0.5 c. La tension du canon peut être maintenue constante à $\pm$ 1 p. 100 près :

$$E = E_0 \pm \frac{E_0}{100} \qquad v_e = (0.5 \pm 0.006)c.$$

Les électrons ont à parcourir la même longueur de cavité mais ils mettent suivant leur vitesse un temps différent :

$$l = 0.5\, ct$$
$$l = (0.5 \pm 0.006)c(t \pm dt)$$
$$\frac{dt}{t} = 0.012$$
$$\omega t_A - \omega t_B = 30^0 \pm 11'$$

et nous pouvons montrer que 1/75 des « bons » électrons sont supprimés quand tous les électrons ont $(0.5 + 0.006)c$ et 1/10 des « mauvais » électrons sont acceptés dans l'autre cas.

D) Comment obtenir la fréquence d'excitation de la cavité égale à $f_0/2$. Si la fréquence n'est pas exactement $f_0/2$, la correspondance entre les ondes accélérateur et cavité (fig. 1-12) varie périodiquement avec le temps et successivement tous les électrons seront supprimés. Mais il semble simple d'éviter ce défaut. La fréquence d'opération de la machine peut être obtenue par multiplication d'une fréquence plus basse et amplifiée avant de piloter les klystrons à 2 856 Mc/s. Aussi pouvons-nous obtenir la fréquence 1 428 Mc/s dans la chaîne de multiplication pour exciter la cavité de séparation.

E) Correspondance de phase entre les ondes d'excitation de la cavité et de l'accélérateur.

Il peut paraître difficile de parler d'angle de phase entre 2 ondes de fréquences différentes car cet angle dépend essentiellement du point où est fait la mesure. Cependant il est nécessaire de maintenir une certaine correspondance de phase entre les deux ondes.

Une méthode pour phaser le système d'élimination des « mauvais » électrons peut consister à mesurer le courant induit par les paquets d'électrons dans une cavité en fonction de la phase du système séparateur.

Si cette cavité est placée après la 1re section de groupement, les paquets d'électrons induiront un courant dans cette cavité. Sans système de séparation, les paquets d'électrons sont tels que 84 p. 100 des électrons sont entre -43^0 et $+43^0$, 8 p. 100 entre -180^0 et -43^0 et 8 p. 100 entre 43^0 et 180^0. Avec le système séparateur 16 p. 100 des électrons seront supprimés (électrons situés dans un angle de phase de 60^0 à la sortie du canon) mais ces 16 p. 100 d'électrons seront de différentes vitesses suivant la phase du système séparateur. Le courant induit dans la cavité sera différent pour chaque valeur de la phase du système séparateur mais la différence sera petite et en particulier il ne sera pas possible de savoir si les « mauvais » électrons ont été supprimés ou pas.

Si cette cavité est placée après la 2e section, les paquets d'électrons vont y induire un courant et ce courant varie avec la phase de la 2e section par rapport à la phase de la 1re section ainsi que nous l'avons étudié dans la section IV. Si le système séparateur est correctement phasé nous obtenons la courbe (1) de la figure 1-13 identique à celle de la figure 1-11. Sans système séparateur le courant ne restera pas nul parce qu'il y aura toujours quelques électrons dans la zone de courbe en trait plein et la partie, I maximum et constant, sera remplacée par une partie où I croît lentement quand Δ décroît ainsi que le montre la courbe (2) de la figure 1-13. Quand le système séparateur n'est pas correctement phasé la courbe (3) aura le même aspect que la courbe (2) mais avec une déformation correspondant au fait que 16 p. 100 des électrons mis en paquets sont supprimés.

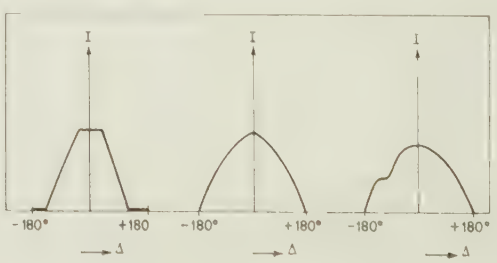


FIG. 1-13. — *Courbes du courant I induit par les paquets d'électrons dans une cavité placée après la 2e section de groupement en fonction de la phase de cette 2e section par rapport à la 1re pour différents réglages de phase du système de séparation.*

(1) Système de séparation correctement mis en phase.
(2) Pas de système de séparation.
(3) Système de séparation non correctement phasé.

En étudiant les différentes courbes I(Δ) obtenues pour différents réglages de la phase du système séparateur il est possible théoriquement de régler correctement ce système. L'expérience montrera si un tel système de réglage est suffisamment précis.

Une seconde méthode qui a été proposée dans le M Report n° 260 (7) peut être utilisable. En traversant la 1re section de groupement le faisceau d'électrons haché par le système séparateur induira un champ E en opposition avec le faisceau. La phase de ce champ peut être comparée avec la phase du champ d'excitation de cette 1re section et être réglée de façon à avoir un déphasage de 180°. L'impulsion du klystron doit être décalée légèrement par rapport à l'impulsion faisceau de façon à comparer alternativement le signal-faisceau et le signal-klystron avec le signal de référence. Ces 2 signaux ne sont pas de la même amplitude aussi est-il nécessaire d'utiliser un atténuateur variable qui atténuera le signal-klystron et non le signal-faisceau pour les comparer au signal de référence. Remarquons cependant que le signal-klystron dans notre cas ($\alpha = 0.01$) est 4×10^4 plus faible que le signal-klystron ($\alpha = 2$) dans le cas d'une structure accélératrice et le problème de l'atténuateur variable sera moins difficile à résoudre.

Un schéma complet du système de groupement et de tri des électrons est représenté sur la figure I-14.

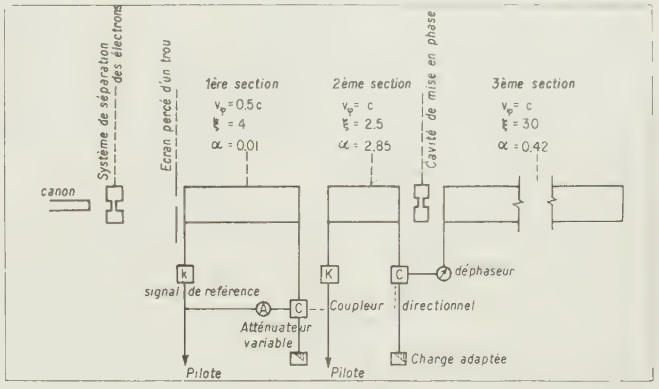


FIG. I-14. — *Système de groupement des électrons à l'entrée d'un accélérateur.*

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE DES COEFFICIENTS D'HARMONIQUES D'ESPACE D'UNE STRUCTURE D'ACCÉLÉRATEUR

I. — Introduction

Pour la construction du guide accélérateur du Monstre, ainsi qu'il est surnommé, il est prévu comme pour le Mark III déjà construit à Stanford d'utiliser, à la fréquence 2 856 MHz, une structure à iris propageant le mode TM_{01} à vitesse de phase égale à la vitesse des électrons soit égale à la vitesse de la lumière ; mais d'adopter le mode $2\pi/3$ de préférence au mode $\pi/2$ utilisé pour le Mark III ou pour l'accélérateur d'Orsay. En effet des études faites à Stanford et en France ont montré que la valeur de l'impédance shunt, facteur de qualité de la structure est plus élevée de 10 p. 100 environ pour le mode $2\pi/3$ que pour le mode $\pi/2$.

D'autre part, il était envisagé d'utiliser des disques fins d'épaisseurs 1.5 mm ou 3 mm alors qu'on avait utilisé sur le Mark III des disques de 5 mm ce qui nécessiterait moins de cuivre par disque à la construction ce qui n'est guère négligeable pour un ensemble de 100 000 disques environ. Cependant le brasage de la structure avec disques fins demandera un soin plus grand pour s'assurer de la non-déformation de l'ensemble.

Aussi était-il intéressant de déterminer si l'utilisation de disques fins avait pour autre avantage d'augmenter de façon sensible la puissance transportée par l'onde fondamentale par rapport à la puissance transportée par les harmoniques d'espace ce qui donne, à puissance par secteur constante et égale à la puissance délivrée par chacun des 960 klystrons et égale à 24 MW, une énergie plus grande à l'électron synchronisé sur l'onde fondamentale.

Donc mon travail a consisté en une mise au point de la méthode de mesure des coefficients d'harmonique d'espace de structures à iris pour le mode $2\pi/3$ pour différentes épaisseurs de disque.

II. — Généralités sur les structures périodiques à iris

Dans une structure périodique de période L, l'expression du champ E_z le long de l'axe *oz* est :

$$E_z = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}$$

avec :

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{L} .$$

Dans une cavité obtenue en plaçant des parois réflectrices dans des plans transverses de symétrie de la structure l'expression du champ électrique est :

$$E_z = \sum_{-\infty}^{+\infty} 2a_n \cos \beta_n z e^{j\omega t}.$$

En déplaçant une bille diélectrique ou métallique le long de l'axe on obtient en chaque point une perturbation ΔF de la fréquence de résonance F_0, ΔF dépendant des champs électriques et magnétiques existants sur l'axe en chaque point. Dans le cas du mode TM_{01}, il n'existe sur l'axe qu'un champ électrique E_z et par suite pour une bille diélectrique ou métallique ΔF *est proportionnel* à E_z^2.

Méthode I. — Si nous mesurons la fréquence de résonance pour différentes positions z de la bille, il sera ensuite possible d'obtenir la courbe de ΔF en fonction de z, qui est également la courbe de E_z^2 en fonction de z, puis la courbe de E_z en fonction de z. Il sera ensuite possible de faire une décomposition en série de Fourier de la fonction $E_z(z)$ et de calculer des valeurs proportionnelles aux différents coefficients d'harmoniques d'espace a_0, a_1, a_{-1}, ..., a_n :

$$a_n = \frac{2}{3L} \int_0^{3L/2} E_z(z) \cos \beta_n z dz.$$

Nous pouvons ainsi connaissant ces différents coefficients étudier la variation de a_0 par rapport à la somme des harmoniques Σa_n pour différentes épaisseurs de disque. Cependant les calculs, pour déterminer les différents facteurs a_0, a_{-1}, a_{+1} sont assez longs. Et l'on peut souvent se contenter du rapport $\frac{a_0^2}{\Sigma a_n^2}$ plus simple à calculer mais dont les variations sont plus faibles pour différentes épaisseurs de disques.

En effet, pour calculer $\frac{a_0^2}{\Sigma a_n^2}$ il suffit de calculer :

$$a_0 = \frac{2}{3L} \int_0^{3L/2} E_z(z) \cos \beta_0 z dz$$

et :

$$\Sigma a_n^2 = \frac{1}{3L} \int_0^{3L/2} E_z^2(z) dz$$

puisque :

$$E_z^2 = \Sigma_{nm} 4 a_n a_m \cos \beta_n z \cos \beta_m z$$

$$\int_0^{3L/2} \cos \beta_n z \cos \beta_m z dz = 0 \quad \text{si} \quad n \neq m$$

$$= \frac{3L}{4} \quad \text{si} \quad n = m$$

$$\int_0^{3L/2} E_z^2 dz = 4 \Sigma a_n^2 . \frac{3L}{4} . = 3L . \Sigma a_n^2.$$

Méthode II. — La méthode II consiste à étudier l'amplitude du signal donné par une sonde plongeant dans la cavité perturbée en fonction de la position de la bille perturbatrice que l'on promène le long de l'axe. Cette étude sera faite à fréquence constante et légèrement décalée de la fréquence de résonance de la cavité non perturbée, de façon à être sûr que la réponse de la cavité perturbée sera lue sur la partie linéaire de la courbe et sera donc proportionnelle à E_z^2.

Et il sera possible de calculer en décomposant en série de Fourier :

$$a_0, a_1, \ldots, a_n, \frac{a_0}{\Sigma a_n} \quad \text{ou bien} \quad a_0^2, \Sigma a_n^2 \text{ et } \frac{a_0^2}{\Sigma a_n^2}.$$

III. — Comparaison des deux méthodes

Une difficulté commune aux deux méthodes est d'obtenir la symétrie par rapport à $z = 3L/2$ de la courbe $E_z(z)$ relevée de $z = 0$ à $z = 3L$. Les deux sondes du générateur et du détecteur ne perturbent pas la cavité de la même façon même si elles sont très peu enfoncées de manière à perturber au minimum la fréquence de résonance de la cavité. Cette asymétrie peut être compensée grâce à deux tiges métalliques que l'on enfonce progressivement à l'intérieur de la cavité (fig. 2-1).

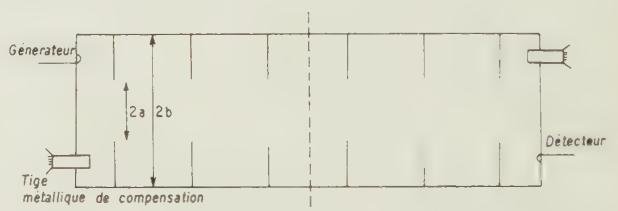


FIG. 2-1. — *Structure à iris 6 cavités avec les tiges métalliques plongeant dans la structure pour obtenir la symétrie de la courbe* $E_z^2(z)$.

La méthode I est beaucoup plus précise que la méthode II car la fréquence de résonance peut être mesurée avec beaucoup de précision.

Cependant la décomposition en série de Fourier contribue à la majeure partie des erreurs. Aussi pour être en mesure de comparer différents résultats il faut décomposer la courbe en un même nombre d'éléments par exemple 42 éléments de 25 mm.

La méthode II est plus simple que la méthode I. En effet, dans la méthode II, la courbe pour chaque position de la bille de la réponse de la cavité perturbée peut même être enregistrée et donc obtenue très rapidement. Pour ces raisons, cette méthode a été utilisée dans les mesures précédemment faites.

Quand la symétrie de la courbe $E_z^2(z)$ a été obtenue par la méthode I en ajustant les tiges métalliques plongeant dans la cavité, la courbe de $E_z^2(z)$ par la méthode II

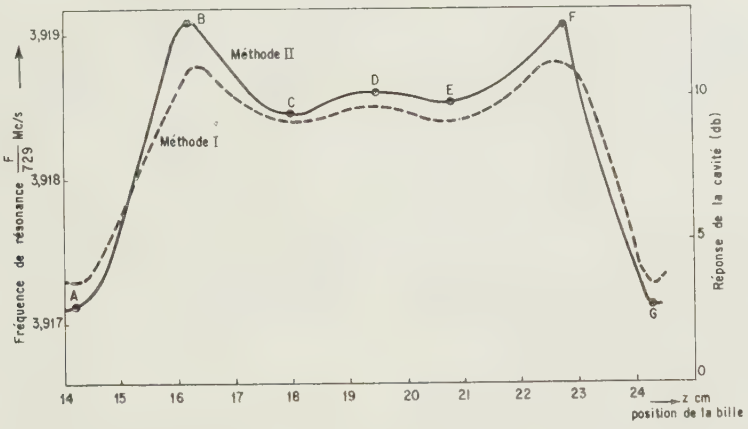


FIG. 2-2. — *Fréquence de résonance de la cavité (Méthode I) et réponse de la cavité perturbée à* $F = F_0$ *(Méthode II) en fonction de la position de la bille.*

est toujours symétrique (pour la même position des plongeurs) dans le cas d'une structure de 3 cavités mais non dans le cas d'une structure de 6 cavités (fig. 2-2) et si nous trouvons des valeurs très voisines pour a_0, a_{-1}, ..., a_n par la méthode I avec une structure à 3 cavités ou une structure à 6 cavités, il n'en est pas de même par la méthode II.

En effet, la courbe de $E_z^2(z)$ obtenue par la méthode II peut être considérée comme étant obtenue en prenant l'intersection avec $F = F_0$ des différentes courbes de résonance de la cavité correspondant à différentes positions de la bille (fig. 2-3). Nous avons montré expérimentalement (fig. 2-3) que les amplitudes des maxima des différentes courbes de résonance de la cavité perturbée varient avec la position de la bille ; spécialement dans le cas d'une structure à 6 cavités, le maximum de la courbe de résonance de la structure quand la bille est en Z_E et diffèrent du maxima quand la bille est en Z_C, alors que les fréquences de résonance sont les mêmes.

Aussi, dans ce cas, nous pouvons voir sur la figure 3 pourquoi pour la même position des tiges métalliques plongeant dans la cavité, les points C et E de la courbe $E(z)$ ne sont pas symétriques lorsque obtenus par la méthode II, alors qu'ils sont symétriques lorsque obtenus par la méthode I.

Ce changement dans les amplitudes des maxima des courbes de résonance de la cavité perturbée peut être expliqué par une variation de couplage de la cavité au générateur et détecteur, ceci étant dû à des réflexions de la bille (et par conséquent variable avec la position de la bille par rapport aux parois extrêmes).

Considérons le circuit BF équivalent à l'ensemble cavité-générateur-détecteur.

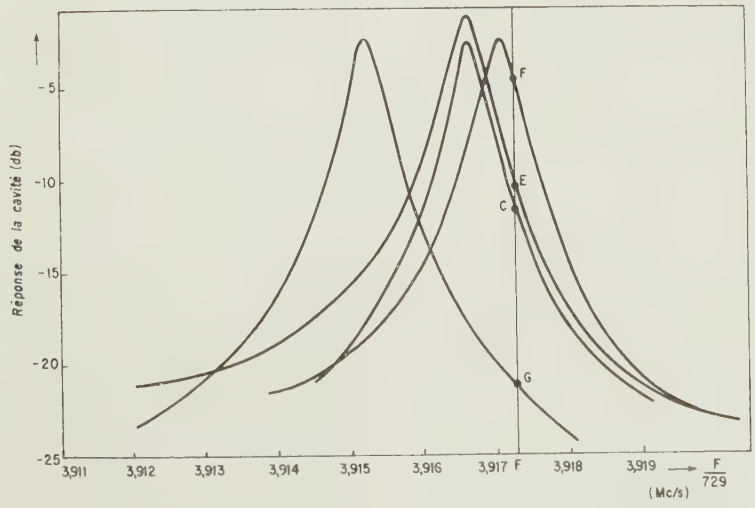
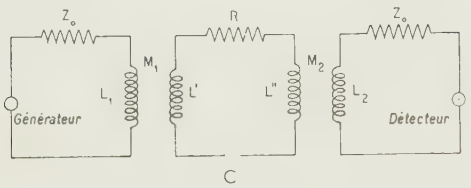


FIG. 2-3. — *Courbes de résonance d'une structure à 6 cavités pour différentes positions de la bille.*

Soit :



— $L = L' + L''$, C, R les inductances, capacité et résistance caractéristiques de la structure. L et C dépendent de la position de la bille.

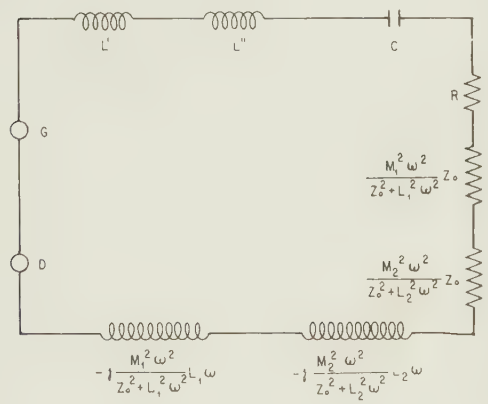
— Z_0 l'impédance interne des générateur et détecteur adaptés.

— L_1 et L_2 sont les inductances des boucles de couplage entre cavité, générateur et détecteur.

— M_1 et M_2 sont les mutuelles inductances qui ont une valeur très faible. En effet, nous avons progressivement retiré de la structure les boucles jusqu'à ce que leur enfoncement n'ait plus d'effet appréciable sur la fréquence de résonance de la structure. Nous admettrons, conformément à notre hypothèse de variation du couplage cavité-générateur-détecteur avec la position de la bille, ceci grâce à des réflexions sur la bille, que M_1 et M_2 varient avec la position de la bille.

Nous essayerons dans ce qui suit d'expliquer théoriquement grâce à l'analogie BF, les différentes constatations expérimentales faites.

Le circuit peut être transformé et représenté ainsi :



où :

$$X_T = j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) - j\frac{M_1^2\omega^2}{Z_0^2 + L_1^2\omega^2}L_1\omega - j\frac{M_2^2\omega^2}{Z_0^2 + L_2^2\omega^2}L^2\omega \qquad (1)$$

$$R_T = R + \frac{M_1^2\omega^2}{Z_0^2 + L_1^2\omega^2}Z_0 + \frac{M_2^2\omega^2}{Z_0^2 + L_2^2\omega^2}Z_0. \qquad (2)$$

A) De l'équation (1) nous pouvons voir que lorsque la position de la bille change (L et C sont modifiés) l'expression de X_T se transforme :

$$X_T \to X'_T$$

$$X'_T = j\left[(L + dL)\omega - \frac{1}{(C + dC)\omega}\right] - j\frac{(M_1 + dM_1)^2\omega^2}{Z_0^2 + L_1^2\omega^2}L_1\omega - j\frac{(M_2 + dM_2)^2\omega^2}{Z_0^2 + L_2^2\omega^2}L_2\omega.$$

La méthode I consiste à déterminer pour chaque position de bille la fréquence F_R donnant $X'_T = 0$. Grâce aux tiges métalliques supplémentaires plongeant dans la cavité L_1 et L_2 sont rendus suffisamment faibles de façon que le 2e et 3e terme de X'_T s'annulent :

$$X'_T = j\left[(L + dL)\omega - \frac{1}{(C + dC)\omega}\right].$$

Dans ce cas ω_R ne dépend pas de dM_1 et dM_2 et dans le cas d'une structure à 6 cavités ou 3 cavités :

$$(\omega_R)_C = (\omega_R)_E$$

ce que nous avons bien montré expérimentalement.

B) De l'équation (2) nous pouvons savoir comment R_T change avec la position de la bille, ce qui nous permettra de savoir comment le maximum de la courbe de résonance de la cavité perturbée (maximum proportionnel à $\frac{V^2}{R_T}$) change avec la position de la bille perturbatrice.

Dans le cas de 3 cavités. — Si les tiges métalliques supplémentaires plongeant dans la cavité sont toujours dans la position indiquée précédemment où $\omega_R = \omega_E$ ce qui correspond à des valeurs de L_2 et L_1 faibles :

$$R_T = R + \frac{M_1^2\omega^2}{Z_0} + \frac{M_2^2\omega^2}{Z_0}.$$

Quand la bille est au milieu de la cavité $z = \frac{3L}{2}$, $M_1 = M_2$ et pour toute autre position nous avons $M_1 + dM_1$ et $M_2 + dM_2$:

$$dR_T = \frac{2M_1\omega^2}{Z_0}(dM_1 + dM_2).$$

Quand la bille se trouve en C ou E qui représentent 2 positions identiques par rapport aux parois extrêmes :

$$(dM_1)_C = (dM_2)_E$$
$$(dM_2)_C = (dM_1)_E$$
$$(dR_T)_C = (dR_T)_E$$

et les maxima de courbes de résonance de la cavité avec bille en C ou en E sont les mêmes, et que nous avons bien vérifié expérimentalement.

Dans le cas de 6 cavités. — Si les tiges métalliques supplémentaires sont toujours dans la position où L_1 et L_2 ont des valeurs faibles :

$$R_T = R + \frac{M_1^2\omega^2}{Z_0} + \frac{M_2^2\omega^2}{Z_0}.$$

Quand la bille est en $z = \frac{3L}{2}$ $M_1 \neq M_2$ car cette position ne représente pas le milieu de la cavité. Pour toute autre position de la bille nous avons $M_1 + dM_1$, $M_2 + dM_2$:

$$dR_T = \frac{2\omega^2}{Z_2}(M_1 dM_1 + M_2 dM_2).$$

Quand la bille est en C ou en E qui ne représentent pas dans ce cas des positions identiques par rapport aux parois extrêmes :

$$(dM_1)_C \neq (dM_1)_E$$
$$(dM_2)_C \neq (dM_2)_E$$
$$(dR_T)_C \neq (dT_T)_E$$

et les maxima des courbes de résonance de la cavité avec bille en C ou en E sont différentes, ce que nous avons vérifié expérimentalement.

IV. — Mesures

La méthode I a été utilisée pour toutes les mesures parce qu'elle est plus précise et donne les mêmes résultats dans le cas de 3 ou 6 cavités.

L'erreur de détermination des coefficients d'harmonique d'espace peut être importante si la courbe $E_z(z)$ n'est pas symétrique. Aussi l'ajustement des plongeurs métalliques supplémentaires devra-t-il être fait soigneusement. Les mesures de coefficients d'harmonique d'espace ont été faites pour le mode $\frac{2\pi}{3}$, à la fréquence 2 856 Mc/s environ, sur des structures à iris avec différentes épaisseurs de disque ($t = 1.5$ mm, 3 mm, 5 mm) et avec différentes vitesses de groupe. Il a été ainsi possible d'évaluer le changement du coefficient d'harmoniques d'espace avec l'épaisseur du disque le long de l'accélérateur à gradient constant sur lequel l'équipe de Stanford travaille. Quelques résultats obtenus sont représentés sur la figure 2-4. Une amélioration de 4 p. 100 environ existe entre les disques de 1.2 mm et ceux de 5 mm.

A mon départ de l'Université de Stanford des études étaient en cours au sujet de la construction et brasage des structures à iris avec disques fins, de façon à déterminer si le choix des disques fins serait adopté, choix qui présentait outre l'avantage d'améliorer le coefficient d'harmoniques d'espace de nécessiter moins de cuivre à la construction.

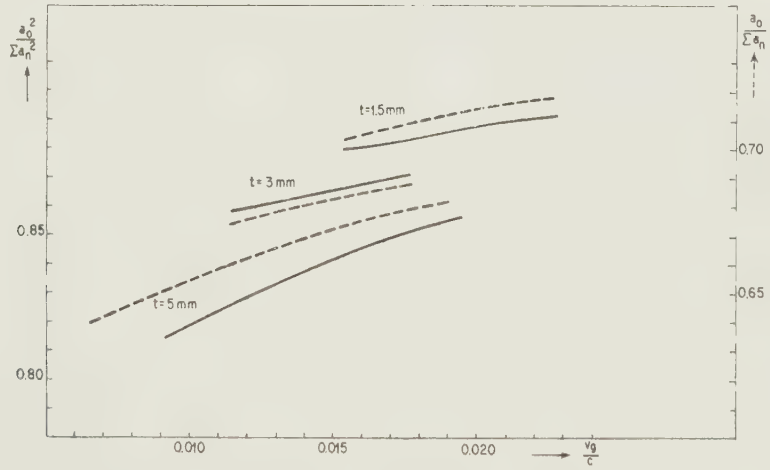


FIG. 2-4. — *Quelques mesures des coefficients d'harmonique d'espace en fonction de la vitesse de groupe pour différentes épaisseurs de disque.*

(Voir au recto la bibliographie).

BIBLIOGRAPHIE

(1) El Chu. — Report 140 Microwave Laboratory, Stanford University, Stanford, California, mai 1951.
(2) J. C. Slater. — *Reviews of Modern Physics*, 1948, **20**.
(3) G. Dôme. — Electron bunching by uniform sections of disk-loaded waveguide, Report M-242 A, W. W. Hansen Laboratories of Physics, Stanford University, Stanford, California, décembre 1960.
(4) R. B. Neal *et al.* — Comparison of Methods of phasing long linear accelerators, Report M-104, W. W. Hansen Laboratories of Physics, Stanford University, Stanford, California, décembre 1958.
(5) W. J. Gallagher. — Private communication.
(6) P. B. Wilson. — Notes on trajectory-modulated microwave devices, M. L. Report 527, W. W. Hansen Laboratories of Physics, Project M, Stanford University, Stanford, California, juin 1958.
(7) W. K. H. Panofsky. — Some considerations concerning the transverse deflection of charged particle in radiofrequency fields. *Review of Scientific Instruments*, novembre 1956, **27**.
(8) Linear electron accelerator studies and proposed two-mile accelerator project, Status Report M-260, W. W. Hansen Laboratories of Physics, Project M, Stanford University, Stanford, California, avril 1961.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Déflexion de particules relativistes par des champs électromagnétiques

Vu et approuvé :
Paris, le 1er juin 1962.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE.

R. HIREL

Imprimé avec les *Annales de Physique.* *Le Directeur de la Publication :* Georges Masson

DÉPÔT LÉGAL : 1965, 2e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 4198, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 5010. — 5-1965.

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13e Série - Tome 10, 1965